

05;12

## Амплитудная зависимость внутреннего трения в сплаве Pb–62% Sn

© В.М. Аржавитин

Национальный научный центр „Харьковский физико-технический институт“,  
61108 Харьков, Украина  
e-mail: vasil@kipt.kharkov.ua (TO: AR)

(Поступило в Редакцию 23 июля 2003 г.)

Методом вынужденных изгибных колебаний получена амплитудная зависимость внутреннего трения  $Q^{-1}(\varepsilon_0)$  сплава Pb–62% Sn, проявляющего сверхпластичность при комнатной температуре. Предложена феноменологическая модель внутреннего трения, в которой пластичность сплавов рассматривается как гибридный релаксационно-гистерезисный процесс. Определены численные значения показателя циклического деформационного упрочнения Pb–62% Sn в микропластическом и сверхпластическом состояниях, а также обсуждена природа экспериментально обнаруженного асимметричного максимума  $Q^{-1}(\varepsilon)$ .

### Введение

Практически всегда деформация протекает в объеме поликристаллов неравномерно и неоднородно. Единственное исключение представляет сверхпластическая деформация. На микроуровне она целиком межзеренная. Но в деформационный процесс все зерна вовлечены равноправно, без какого-либо статического распределения напряжений по ним, чем отчасти достигается предельная пластичность материалов. Вместе с тем полной ясности в понимании механизмов сверхпластичности нет [1], тем более, что в определенных температурно-скоростных условиях нагружения демонстрируют все характерные признаки сверхпластического течения композиты [2] и даже керамики [3] (среди них сверхпроводящие [4,5]).

В основном материалы, проявляющие сверхпластичность, исследуются при одном частном виде нагружения — одноосном растяжении. Метод внутреннего трения здесь используется редко. Случай знакопеременного напряжения более сложен с экспериментальной точки зрения, результатом является и более сложное поведение материала. Между тем эта методика позволяет имитировать условия (температуру, величину, скорость нагружения) проявления сверхпластичности в материалах при непрерывной регистрации их упругих и неупругих характеристик непосредственно в ходе пластического течения (in situ). Поэтому исследования внутреннего трения в сверхпластичных материалах представляются важными, так как они могут дать специфическую информацию о не выясненных до конца аспектах сверхпластичности.

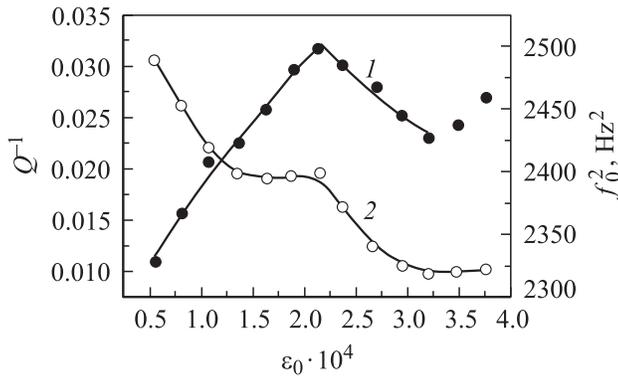
### Образцы и методика эксперимента

Сплав эвтектического состава Pb–62% Sn, проявляющий сверхпластичность при комнатной температуре, был изготовлен из чистых компонентов сплавлением в лабораторной печи с последующим литьем на массивную медную подложку. После длительного (до двух лет) старения на воздухе слитки были обжаты на гидрав-

лическом прессе на  $\approx 75\%$ . Из полученных заготовок вырезались образцы для исследований, имеющие форму прямоугольной призмы  $2 \times 2 \times 20$  mm. Зависимости внутреннего трения  $Q^{-1}(\varepsilon_0)$  от резонансной амплитуды изгибных колебаний консольно закрепленного образца  $\varepsilon_0$  получены при комнатной температуре по ширине амплитудно-частотного пика перемещения [6]. Амплитудная деформация регистрировалась индукционным датчиком, калибровка показаний которого проводилась визуально с помощью дистанционного микроскопа с окуляримикрометром. Ошибка измерения амплитудной деформации составляла  $\pm 5\%$ . Деформация  $\varepsilon_0$  изменялась в пределах  $0.53\text{--}3.75 \cdot 10^{-4}$ . Такие значения  $\varepsilon_0$  обеспечивали интервал внешних напряжений на образце, заведомо включающий в себя и напряжения, при которых исследуемый сплав ведет себя сверхпластично. Оптимальному напряжению для проявления сверхпластичности  $\sigma = E\varepsilon_0 \approx 7$  МПа [7] при значении статического модуля Юнга сплава  $E \approx 25$  ГПа [8] соответствует деформация  $\varepsilon_0 \approx 2.8 \cdot 10^{-4}$ . Динамический модуль Юнга сплава связан с резонансной частотой колебаний образца  $f_0$  квадратичным соотношением  $E \sim f_0^2$ .

### Результаты и их обсуждение

Первичная (экспериментальная) зависимость внутреннего трения  $Q^{-1}(\varepsilon_0)$  для Pb–62% Sn имеет максимум при амплитуде деформации  $\varepsilon_0 \approx 2.2 \cdot 10^{-4}$  (рис. 1). Классический механизм Гранато–Люке высвобождения дислокаций от закрепляющих их примесных атомов не дает максимумов на кривой  $Q^{-1}(\varepsilon_0)$ . Но его модификации такой экстремум уже предсказывают. Например, в механизме Роджерса атермического отрыва от примесей дислокаций разного типа асимметричный максимум  $Q^{-1}(\varepsilon_0)$  соответствует случаю, когда произошли все возможные отрывы легкоподвижных дислокаций, после чего начинается уменьшение амплитудного внутреннего трения. Последующее увеличение внутреннего трения связано с отрывом дислокаций другого типа [9]. Микроскопические модели внутреннего трения, предполагаю-



**Рис. 1.** Амплитудные зависимости внутреннего трения и модуля Юнга сплава Pb–62%Sn при комнатной температуре. 1 — аппроксимированная кривая внутреннего трения  $Q^{-1}$ ; 2 — модуль Юнга  $E$  (в единицах квадрата резонансной частоты колебаний  $f_0^2$ ).

щие отрыв дислокаций от закрепляющих их примесей, применимы к сравнительно чистым металлам в ограниченном диапазоне внешних напряжений. При больших напряжениях в каждом цикле нагружения дислокации размножаются, освобождаются от всех стопоров и в пределах зерна перемещаются на значительные расстояния. Тогда эффект внутреннего трения могут вызвать взаимодействия дислокаций с любыми препятствиями для их движения, распределенными в плоскостях скольжения дислокаций. При невысоких температурах для преодоления одиночными дислокациями силовых барьеров различного типа необходимо приложить внешнее напряжение  $\sigma > \sigma_f$ , превышающее напряжение  $\sigma_f$  сухого трения [6,10,11]. Конкретный физический смысл напряжения  $\sigma_f$  приобретает в зависимости от типа барьера, преодолеваемого дислокациями. Влияние напряжения сухого трения на внутреннее трение в материалах можно учесть в независимом от дислокационных моделей феноменологическом подходе, который отражает наиболее общие закономерности микродеформации и гистерезиса.

В качестве математической модели поведения материалов при квазистатическом нагружении выберем распространенное в практике инженеров и исследователей эмпирическое уравнение состояния материала [12], в котором напряжение пластического течения чувствительно как к степени деформации (показатель деформационного упрочнения  $n$ ), так и к скорости деформации (показатель скоростного упрочнения  $m$ )

$$\sigma = \eta(e + \varepsilon)^n \dot{\varepsilon}^m, \quad (1)$$

где  $\eta$  — эффективная вязкость материала;  $\dot{\varepsilon}$  — скорость пластической деформации;  $e$  — постоянная материала, указывающая на то, что пластическая деформация  $\varepsilon$  начинается только после превышения некоторого критического напряжения.

При  $n = 0$  уравнение (1) описывает вязкое течение материалов, в том числе сверхпластическое [1,12,13].

Для квазистатически деформируемых металлов индекс упрочнения  $n$  всегда меньше единицы, т. е. напряжение  $\sigma$  тогда возрастает не прямо пропорционально деформации.

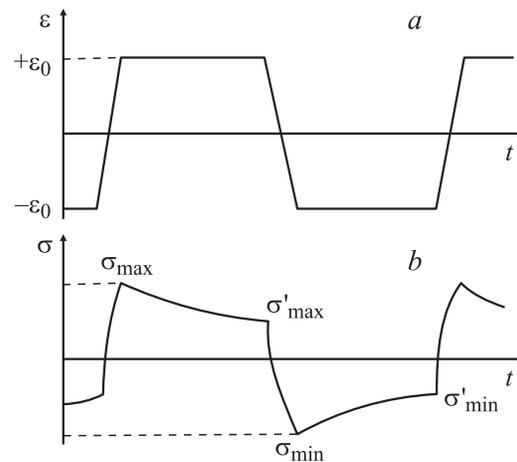
Представим контур петли гистерезиса  $\sigma(\varepsilon)$  уравнением

$$\sigma = E\varepsilon \pm \eta(|e| + |\varepsilon|)^n |\dot{\varepsilon}|^m, \quad (2)$$

в котором нелинейная поправка к закону Гука (1) задает форму петли гистерезиса. Здесь  $|e|$ ,  $|\varepsilon|$ ,  $|\dot{\varepsilon}|$  — абсолютные значения предварительной деформации, текущей пластической деформации, не зависящей от времени и скорости пластической деформации (рис. 2) соответственно. Кривая циклического нагружения (2) описывает поведение материалов при установившемся циклическом деформировании после нескольких первых циклов колебаний. Тогда параметры петли (2) можно назвать коэффициентом  $\eta$  и показателем  $n$  деформационного циклического упрочнения [14]. Численно они будут отличаться от аналогичных параметров при квазистатическом нагружении. В частности, показатель степени  $n$  при относительной деформации  $\varepsilon$  в уравнении (2) может превышать единицу [15].

Графически петля (2) представлена на рис. 3. Гистерезисная петля (2) отличается от предложенной в [15] главным образом наличием множителя  $\dot{\varepsilon}^m$ . Алгебраическая зависимость напряжения от деформации является разрываемой функцией при  $\varepsilon = \varepsilon_0$ . Разрыв (раскрытие) петли гистерезиса становится возможным только при уровнях напряжений в материале  $\sigma > \sigma_f$  [6]. Так, при комнатной температуре петля  $\sigma(\varepsilon)$  с разрывом в точке  $\varepsilon_0 \approx 5 \cdot 10^{-5}$  наблюдается экспериментально в поликристаллическом сплаве состава Cu–38% Zn [16].

В общем случае напряжение и деформация представляют собой тензор второго ранга. При циклическом изгибе тонких ( $2 \times 2 \times 20$  мм) стержней напряженное состояние может быть охарактеризовано лишь одной



**Рис. 2.** Диаграмма (без соблюдения масштаба) изменения во времени нормальных компонент деформации  $\varepsilon(t)$  (а), напряжения  $\sigma(t)$  (б), в приповерхностном слое колеблющегося образца.

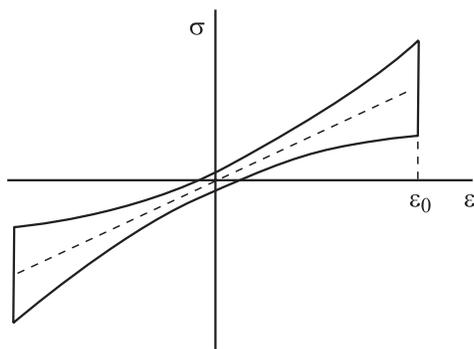


Рис. 3. Петля гистерезиса  $\sigma(\varepsilon)$  Леонова–Безпалько.

нормальной компонентой тензора, остальные компоненты пренебрежимо малы. Это обстоятельство позволяет обращаться с напряжением и деформацией как со скалярами, отвлекаясь от их тензорного характера.

Амплитудную зависимость внутреннего трения материалов можно рассчитать по общей формуле [6]

$$Q^{-1} = \frac{\Delta W}{2\pi W} = \frac{\Delta W}{\pi E \varepsilon_0^2},$$

где  $\Delta W = \oint \sigma d\varepsilon$  есть „площадь“ петли гистерезиса в координатах  $\sigma - \varepsilon$ , тогда

$$\begin{aligned} Q^{-1} &= \frac{1}{\pi E \varepsilon_0^2} \oint \sigma d\varepsilon = \frac{4}{\pi E \varepsilon_0^2} \cdot \int_0^{\varepsilon_0} \eta(e + \varepsilon)^n \dot{\varepsilon}^m d\varepsilon \\ &= \frac{4\eta[(e + \varepsilon_0)^{n+1} - e^{n+1}] \dot{\varepsilon}^m}{\pi(n+1)E\varepsilon_0^2}. \end{aligned} \quad (3)$$

Соотношение (3) описывает внутреннее трение гистерезисного (амплитудно-зависимого) и релаксационного (частотно-зависимого) типов одновременно, поскольку зависит от амплитуды  $\varepsilon_0$  и скорости  $\dot{\varepsilon}$  деформации. Последняя некоторым образом определяется частотой  $f_0$  циклической деформации (рис. 2). Получается некий гибрид релаксации и гистерезиса [17], когда разница между ними становится неотчетливой.

Необходимо различать истинные и средние значения параметров петли гистерезиса. Их истинные значения регистрируются при испытаниях в условиях однородно-напряженного состояния (изгиб или кручение полых либо продольные колебания сплошных образцов). В противном случае  $\Delta W$  [6,14] и, по-видимому, индекс  $n$  [14] усредняется по неоднородно-напряженному объему образца. Они представляют собою средневзвешенные свойства материала при данном варианте испытаний.

Имея в виду низкий предел текучести сплава Pb–62% Sn можно считать, что его пластическое течение начинается сразу при сколь угодно малой деформации. В таком приближении предварительная деформация  $e = 0$  и выражение (3) упрощается

$$Q^{-1} = \frac{4\eta\varepsilon_0^n \dot{\varepsilon}^m}{\pi(n+1)E}. \quad (4)$$

При  $n = 0$  из (4) получим

$$Q^{-1} = \frac{4\eta\dot{\varepsilon}^m}{\pi E \varepsilon_0},$$

т. е. с повышением амплитуды деформации  $\varepsilon_0$  внутреннее трение может уменьшаться. Сходную амплитудную зависимость на ограниченном амплитудном отрезке внутреннее трение  $Q^{-1} \sim \varepsilon/\varepsilon_0$  проявляет в процессе ползучести [18], где  $\dot{\varepsilon}$  — скорость деформации растяжения.

С позиций внутреннего трения сверхпластическое течение часто рассматривается как релаксационный процесс [12, 19–22]. Однако сугубо релаксационные явления наблюдаются обычно при малых внешних воздействиях, не приводящих к пластическим деформациям в образце. Устранить имеющееся противоречие можно в предположении (сделанном выше) о возможности одновременно осуществления процессов релаксации и гистерезиса.

Безусловно, во время сверхпластического течения деформационное упрочнение не существует ( $n = 0$ ) либо оно крайне мало. Но в отличие от одноосного нагружения, когда весь объем материала находится в сверхпластическом состоянии, при изгибе напряжения распределены по толщине вибрирующего стержня и максимальны вблизи его поверхности. Сверхпластичность тогда локализуется в приповерхностном слое материала в моменты времени, соответствующие амплитудным деформациям. Благодаря существованию квазиупругого „ядра“ образец сохраняет жесткость и выдерживает нарастающие знакопеременные усилия при испытаниях. Поскольку амплитудно-зависимое внутреннее трение  $Q^{-1}(\varepsilon_0)$  представляет собой усредненную по объему диссипативную величину, то вклады в нее квазиупругого „ядра“ и приповерхностного слоя (сверхпластичности) невозможно разделить. Этой аппаратной спецификой и продиктован выбор гистерезисной петли  $\sigma(\varepsilon)$  в общей форме (2). Тогда выражения (3) и (4) вынужденно описывают суммарное внутреннее трение, что позволяет проводить оценочные сопоставления следствий из соотношений (3) и (4) с экспериментальными данными.

Применительно к сплаву Pb–62% Sn показатель циклического деформационного упрочнения  $n$  вычислялся с помощью соотношения (4) по возрастающей и убывающей с ростом амплитуды ветвям экспериментальной кривой внутреннего трения (рис. 1). При аппроксимации (подгонке) по возрастающей ветви  $Q^{-1}(\varepsilon_0)$  получено значение  $n = 1.75 \pm 0.03$ . Поэтому возрастающая ветвь внутреннего трения аппроксимируется почти линейной зависимостью  $Q^{-1} \sim \varepsilon_0^{0.75}$  (рис. 1, кривая I). Стадия линейного роста внутреннего трения по мере увеличения  $\varepsilon_0$  в сплавах вызвана микродеформациями внутри зерен, когда еще не вступил в действие механизм передачи деформации от зерна к зерну [10]. Процедура аппроксимации по убывающей ветви  $Q^{-1}(\varepsilon_0)$  дает близкое к нулю значение индекса  $n = 0.19 \pm 0.05$ . Следовательно, циклическая деформация Pb–62% Sn осуществляется стадийно: на первой стадии ( $n \approx 1.75$ ) внутреннее

трение увеличивается за счет микропластических деформаций в зернах [10], на второй стадии ( $n \approx 0.19$ ) в приповерхностном слое образца реализуется сверхпластическое состояние. В данном случае стадийность упрочнения оказывается достаточно четко выраженной, поскольку переход от одной стадии к другой сопровождается скачком величины  $n$ . Таким образом, показатель циклического упрочнения  $n$  играет особую роль как индикатор стадийности процесса деформирования. О смене механизмов пластической деформации в точке максимума  $Q^{-1}(\epsilon_0)$  свидетельствует также ступенчатое уменьшение упругого модуля с увеличением амплитуды колебаний (рис. 1, кривая 2).

Согласно (4), зависимости  $Q^{-1}(\epsilon_0)$  в поликристаллических материалах имеют форму асимметричного максимума всегда, когда при смене стадий упрочнения реологический параметр  $n > 1$  резко меняется на  $0 \leq n < 1$ . В подобных случаях асимметричный пик  $Q^{-1}(\epsilon_0)$  можно зарегистрировать и в сплавах, не проявляющих сверхпластических свойств.

## Выводы

1) Амплитудная зависимость внутреннего трения сплава Pb–62%Sn проходит через максимум в диапазоне относительных амплитуд деформаций  $0.53–3.75 \cdot 10^{-4}$ , включающем в себя деформации, при которых этот сплав ведет себя сверхпластично.

2) Предложена феноменологическая модель внутреннего трения, в которой пластичность поликристаллических сплавов рассматривается как гибридный релаксационно-гистерезисный процесс. С ее помощью показано, что в исследуемом деформационном интервале, пластическая деформация сплава Pb–62%Sn осуществляется в две стадии. При переходе от первой стадии микропластического деформирования зерен к стадии сверхпластического поведения приповерхностного слоя материала его показатель циклического деформационного упрочнения резко уменьшается от  $n \approx 1.75$  до  $\approx 0.19$ .

## Список литературы

- [1] Васин Р.А., Еникеев Ф.У., Мазурский М.И., Мунирова О.С. // Проблемы прочности. 2000. № 2. С. 6–19.
- [2] Перевезенцев В.Н., Свирина Ю.В. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 12. С. 38–41.
- [3] Заринов Н.Г. // ФТТ. 2000. Т. 42. Вып. 9. С. 1621–1623.
- [4] Аржавитин В.М., Вердян А.И., Головин В.Н. и др. // СФХТ. 1990. Т. 3. № 9. С. 2050–2053.
- [5] Chen Y.T., Yun J., Harmer M.P., Goyal A. et al. // Appl. Superplasticity 1995. Vol. 5. N 2. P. 1452–1455.
- [6] Головин С.А., Пушкар А., Левин Д.М. Упругие и неупругие свойства конструкционных металлических материалов. М.: Металлургия, 1987. 190 с.
- [7] Коршак В.Ф., Кузнецова Р.И., Иванов И.Г. // ФММ. 1997. Т. 84. Вып. 2. С. 123–129.
- [8] Дранкин Б.М., Кононенко В.К. // Изв. АН СССР. Металлы. 1987. № 2. С. 162–165.
- [9] Rogers. D.H. // J. Appl. Phys. 1962. Vol. 33. № 3. P. 781–792.
- [10] Кон-Сю Ю., Буткевич Л.М. // Изв. вузов. Физика. 1968. № 8. С. 33–37.
- [11] Соловьев Л.А. Внутреннее трение в металлических материалах. М.: Наука, 1970. С. 94–99.
- [12] Грабский М.В. Структурная сверхпластичность. М.: Металлургия, 1975. 272 с.
- [13] Еникеев Ф.У., Мазурский М.И., Мунирова О.С. // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2001. Т. 67. № 4. С. 42–52.
- [14] Троценко В.Т., Хамаза Л.А., Покровский В.В. и др. Циклические деформации и усталость металлов. Т. 1. Малоцикловая и многоцикловая усталость металлов. Киев: Наукова думка, 1985. 216 с.
- [15] Кочнева Л.Ф. Внутреннее трение в твердых телах при колебаниях. М.: Наука, 1979. 96 с.
- [16] Соловьев Л.А., Буткевич Л.М., Макогон М.Б. // ФММ. 1968. Т. 25. Вып. 1. С. 183–185.
- [17] Мешков С.И., Постников В.С., Рудис М.А. Релаксационные явления в твердых телах. М.: Металлургия, 1968. С. 153–156.
- [18] Мешков С.И. Вязко-упругие свойства металлов. М.: Металлургия, 1974. 192 с.
- [19] Тихонов А.С. Эффект сверхпластичности металлов и сплавов. М.: Наука, 1978. 142 с.
- [20] Питеримова В.А., Мальцева Г.К., Новоселов В.С., Дядькова Н.Б. Внутреннее трение в металлах и неорганических материалах. М.: Наука, 1982. С. 88–92.
- [21] Torisaka Y., Kojima S. // Acta Met. et Mater. 1991. Vol. № 5. P. 947–954.
- [22] Lakki A.T.I. // J. de Physique. 1996. Vol. 6(8). P. 331–340.